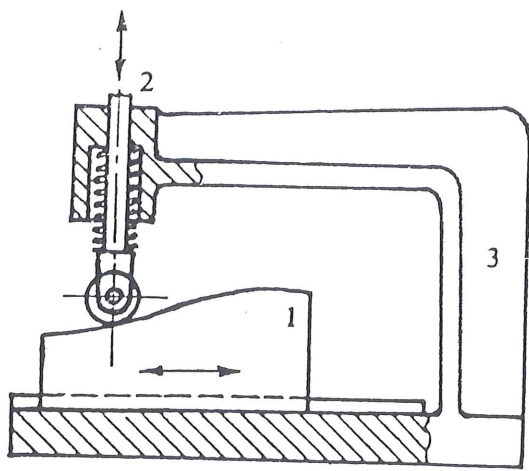
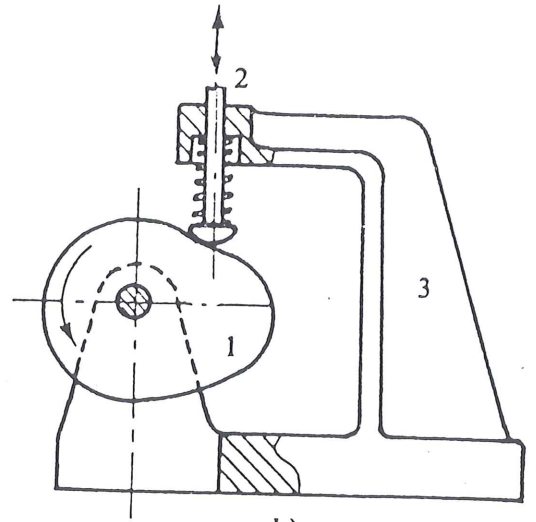


*Fotocopie dei trasparenti:*

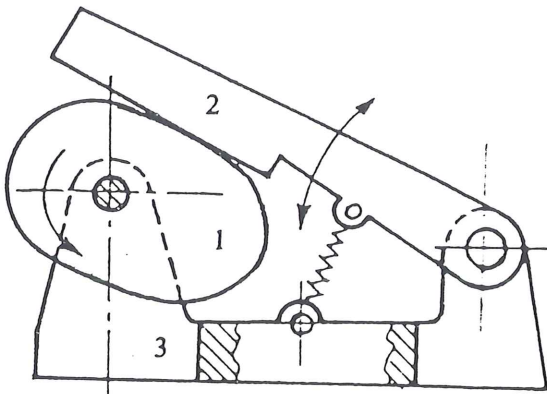
**CAMME**



a)

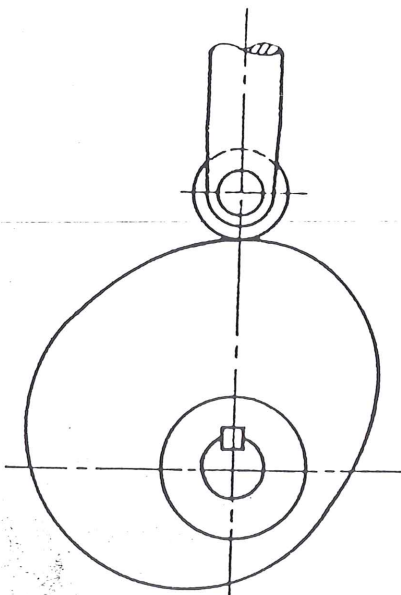


b)

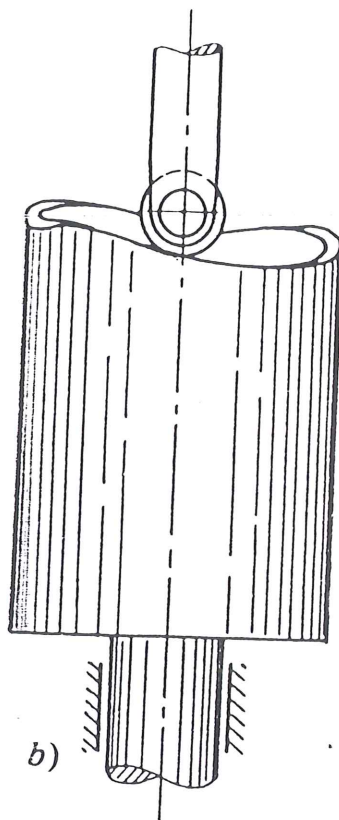


c)

Fig. 7.1 - Meccanismi con diversi tipi di camme (1) e di cedenti (2): a) sagoma traslante con punteria a rotella; b) camma piana con punteria a piatto curvo; c) camma piana con bilanciere a piatto piano.



a)



b)

Fig. 7.2 - a) Camma piana con punteria a rotella; b) camma cilindrica con punteria a rotella.

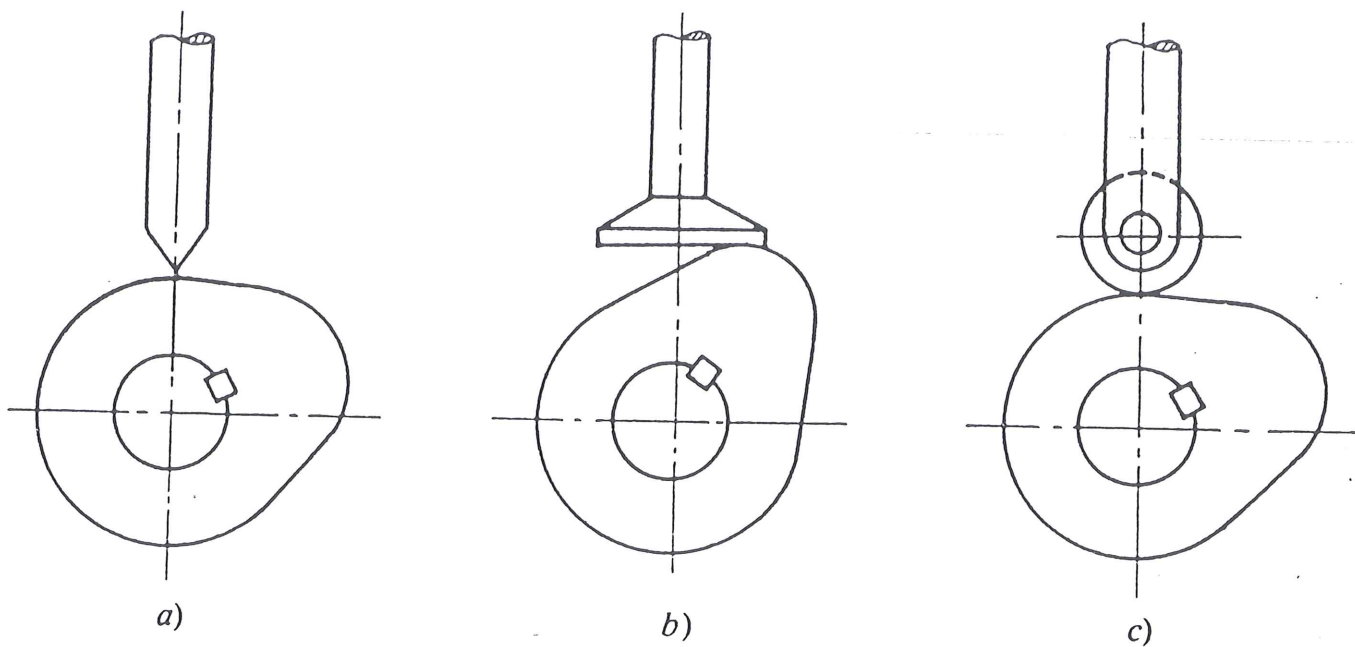


Fig. 7.3 - Tipi di cedente: a) a spigolo vivo; b) a piattello piano; c) a rotella.

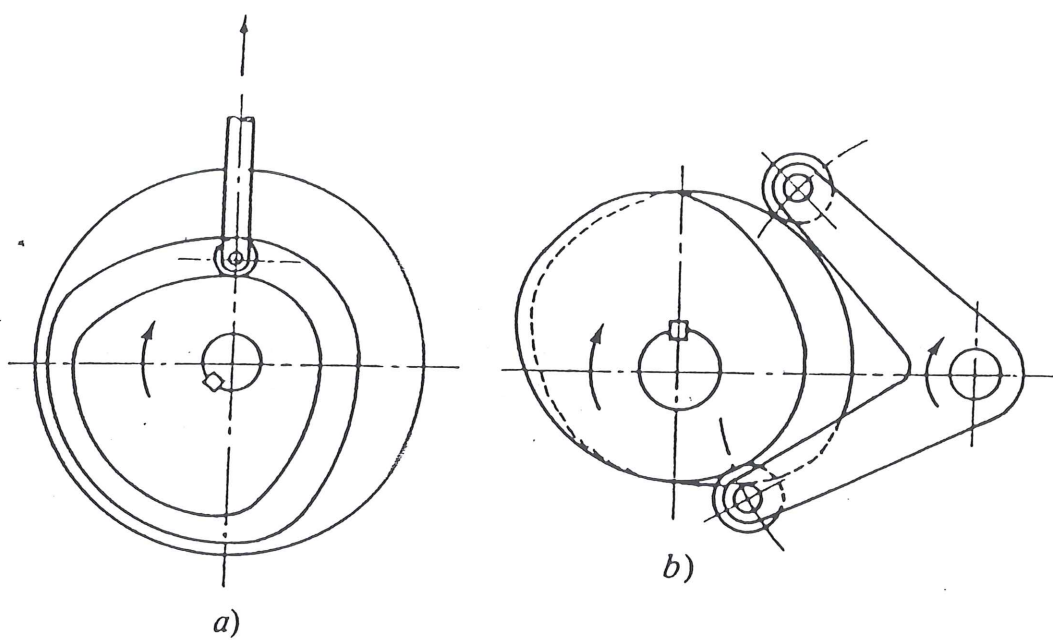
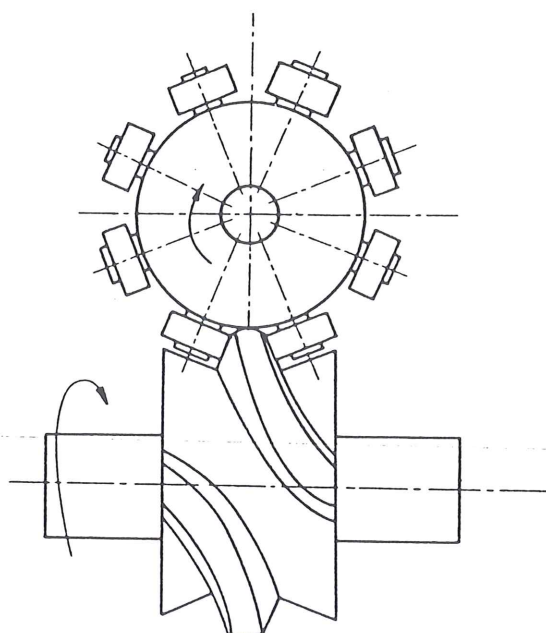
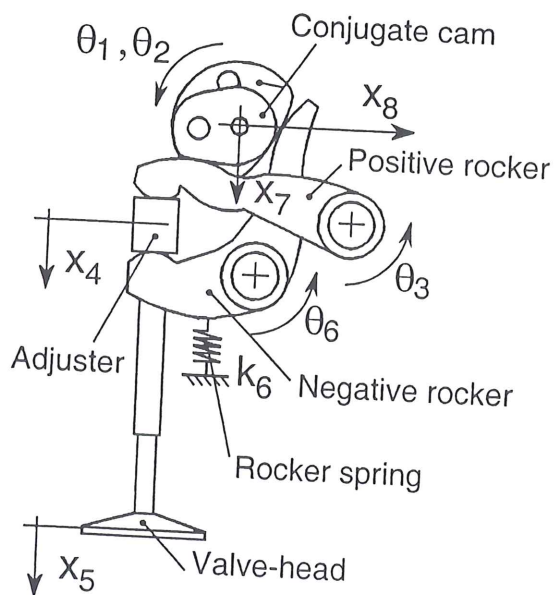
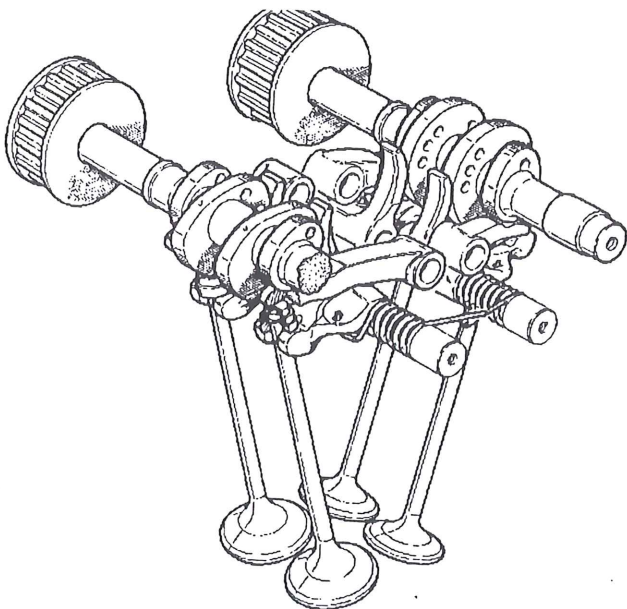
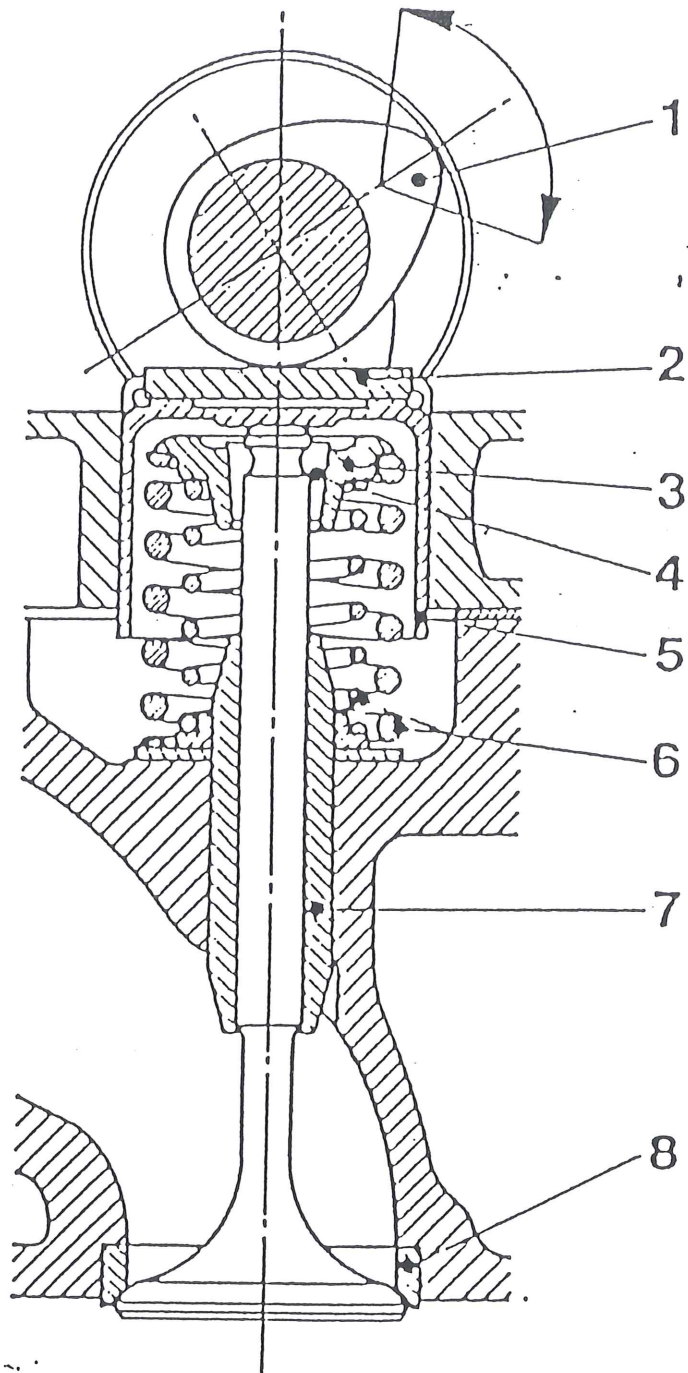


Fig. 7.4 - Esempi di camme a comando positivo.





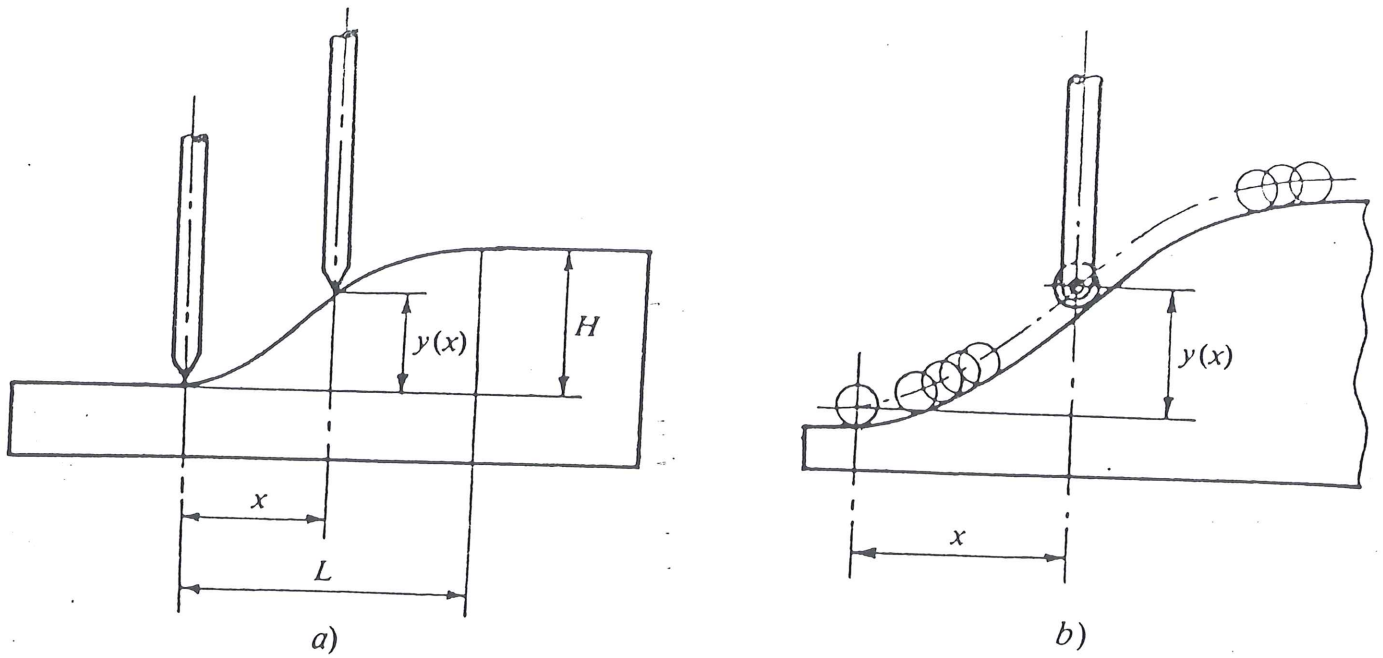


Fig. 7.6 - Tracciamento di una sagoma: a) per punteria a spigolo vivo; b) per punteria a rotella.

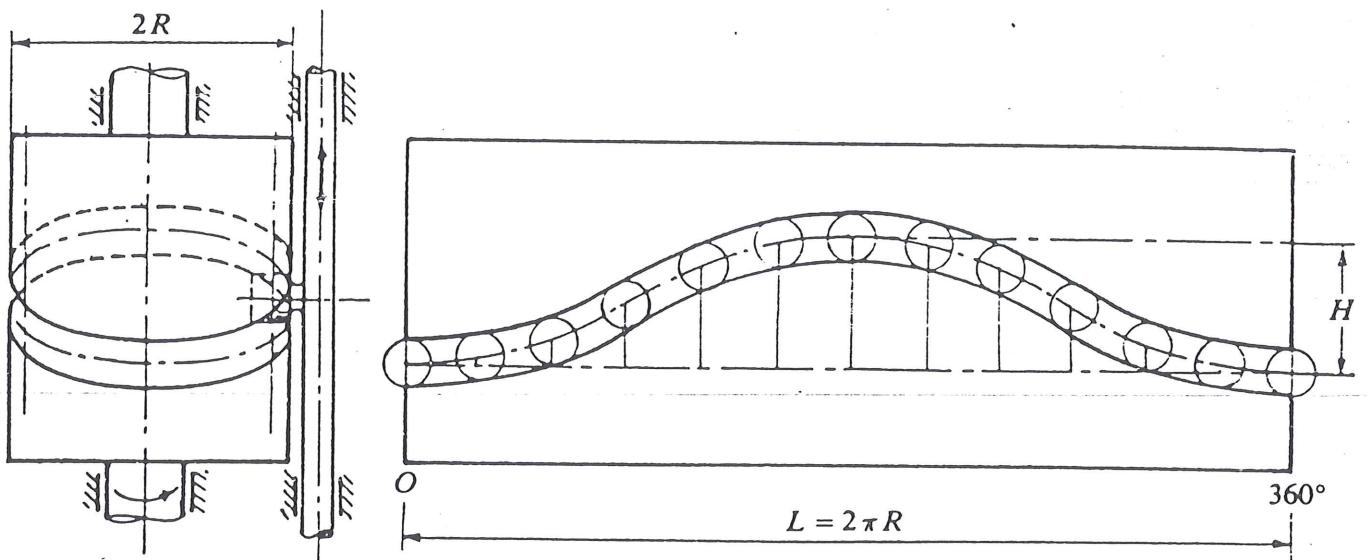


Fig. 7.7 - Tracciamento di una camma cilindrica a comando positivo con punteria a rotella.

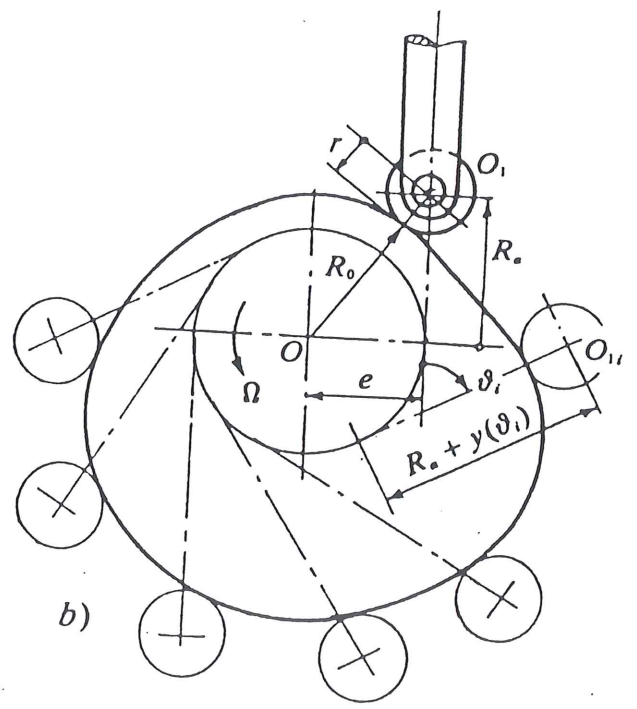
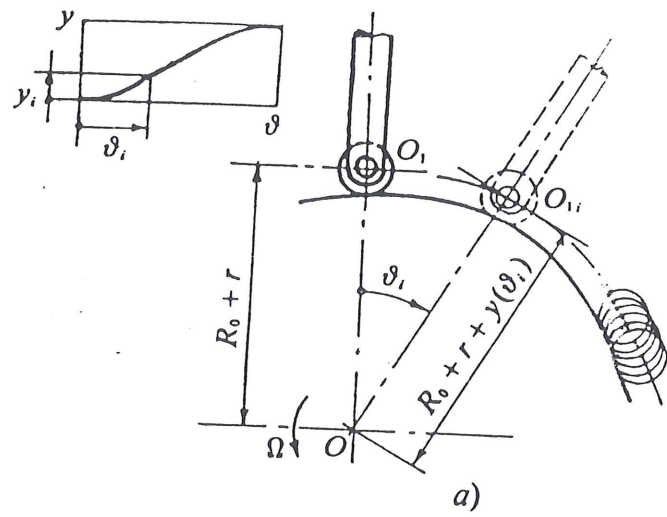
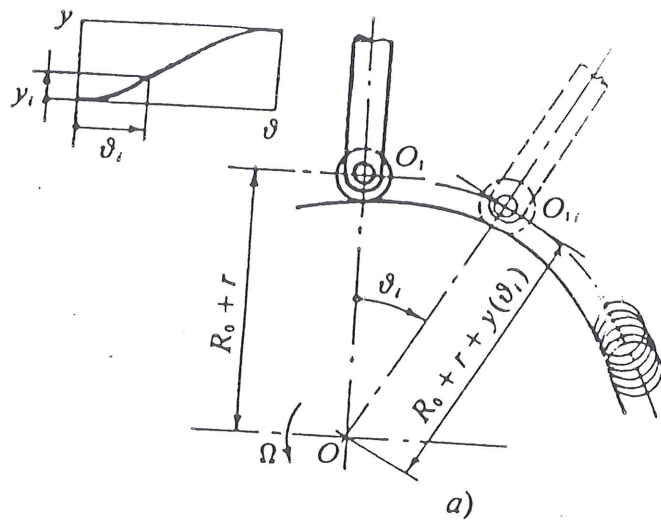


Fig. 7.8 - Determinazione grafica del conorno di una camma piana con punteria a rotella: a) punteria centrata, b) punteria eccentrica.

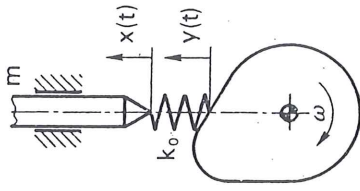


Fig. 2.23.

simulare l'elasticità del dispositivo. Tra la legge  $y(t)$  imposta dal movente all'estremità inferiore della molla e la legge  $x(t)$  con cui si muove effettivamente il cedente, intercorrendo la relazione  $m\ddot{x} + k_0(x - y) = 0$  che, detta  $\omega_0 = \sqrt{\frac{k_0}{m}}$  la pulsazione propria del meccanismo ed indicato con  $z(t) = y(t) - x(t)$  l'accorciamento della molla, può essere posta nella forma:

$$\ddot{z} + \omega_0^2 z = \ddot{y} \quad [2.26]$$

Esemplificando, si consideri il caso in cui l'accelerazione  $\ddot{y}$  passa bruscamente da 0 ad un valore costante  $\dot{y}_0$  (fig. 2.24), come avviene sovente all'inizio del tratto di salita. La soluzione dell'equazione di moto risulta in tal caso del tipo:

$$z = A \sin \omega_0 t + B \cos \omega_0 t + \frac{\dot{y}_0}{\omega_0^2} \quad [2.27]$$

dove le costanti  $A$  e  $B$  si determinano imponendo che per  $t = 0$  risulti  $z = \dot{z} = 0$ ; si ha pertanto  $z = \frac{\dot{y}_0}{\omega_0^2} (1 - \cos \omega_0 t)$ , e quindi l'accelerazione effettiva  $\ddot{x}$  vale:

$$\ddot{x} = \ddot{y} - \ddot{z} = \omega_0^2 z = \dot{y}_0 (1 - \cos \omega_0 t) \quad [2.28]$$

L'andamento di  $\ddot{x}$  ed  $\dot{x}$  è riportato in fig. 2.24; si vede che il valore massimo di  $\ddot{x}$  è pari al doppio del valore  $\dot{y}_0$  previsto. È da sottolineare il fatto che questo risultato è indipendente dalla rigidità del meccanismo; ciò significa che aumentando  $\omega_0$  si può ridurre a piacere la differenza  $z(t)$  tra la legge  $y(t)$  desiderata e quella  $x(t)$  effettiva, ma nonostante le differenze tra  $\dot{y}$  e  $\dot{x}$  risultano marcate ed ineliminabili per questa via.

Nonostante che il fenomeno sia attenuato dalla presenza degli attriti, si può in generale affermare che ad ogni discontinuità di  $\ddot{y}$  corrisponde una sovraccelerazione di entità circa pari alla discontinuità stessa. Poiché durante il funzionamento queste discontinuità si manifestano a distanza ravvicinata di tempo, le sovraccelerazioni tendono a sommarsi, e quindi sotto certe condizioni possono raggiungere valori inaccettabili. Ne discende la convenienza ad utilizzare ove possibile leggi  $\dot{y}(t)$  prive di discontinuità. Nel caso assai comune di un tratto di salita preceduto e seguito da tratti di arresto, l'accelerazione  $\ddot{y}(t)$ , oltre a non presentare discontinuità nell'intervallo

#### 2-5-6. LIMITAZIONE DELLE VIBRAZIONI.

Anche in assenza di urti o di fenomeni di vera e propria risonanza, il funzionamento delle *camme veloci* è normalmente accompagnato da vibrazioni che, seppur limitate in ampiezza, inducono nel cedente accelerazioni molto più elevate di quelle previste, e che talvolta risultano intollerabili. È da tempo noto che questo fenomeno è ascrivibile principalmente alle discontinuità dell'accelerazione  $\ddot{y}$ . Per rendersene conto basta pensare che le discontinuità dell'accelerazione significano brusche variazioni delle forze di inerzia. Rilevanti discontinuità di tali forze, agendo su un sistema elastico, come è in definitiva il meccanismo, provocano l'innescò di fenomeni vibratorii.

Per esaminare più da vicino il fenomeno, si consideri il meccanismo di fig. 2.23 nel quale tra sagoma e punteria è interposta una molla fittizia di rigidità  $k_0$  elevata, atta a

Fig. 2.25. - Legge cicloidale.

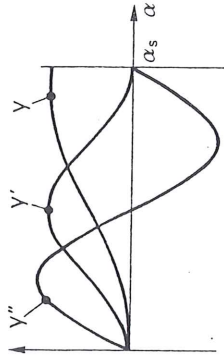
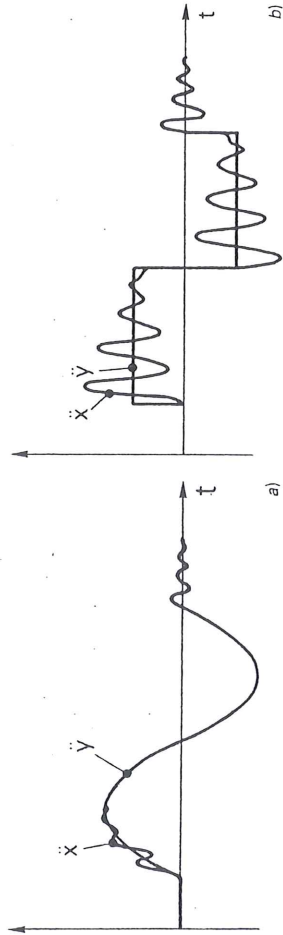


Fig. 2.26. - Confronto tra la legge cicloidale (a) e la legge ad accelerazione costante (b).



$0 < t < t_s$ , deve iniziare, e terminare con valori nulli, altrimenti le discontinuità si manifestano proprio all'inizio e alla fine di tale tratto.

La più nota delle leggi di moto che soddisfa a queste condizioni è la *legge cicloidale*, indicata in fig. 2.25, in cui l'accelerazione ha andamento sinusoidale:

$$\ddot{y} = c_a \left( \frac{h}{l^2} \right) \sin \left( \frac{2\pi t}{t_s} \right); \quad \text{con: } c_a = 2\pi \approx 6,28 \quad \text{e} \quad c_v = 2 \quad [2.29]^5$$

Nella fig. 2.26 a sono indicati qualitativamente l'andamento teorico  $\ddot{y}(t)$  e quello reale  $\ddot{x}(t)$  delle accelerazioni per una legge di moto cicloidale. Nella fig. 2.26 b sono indicati quelli relativi ad una legge di movimento ad accelerazione costante. Il confronto fra le due figure mostra i vantaggi derivanti dall'assenza di discontinuità. In particolare si vede che mentre l'accelerazione  $\ddot{y}$  ha un valor massimo più piccolo nel caso della legge ad accelerazione costante ( $c_a = 4$  contro  $c_a = 6,28$ ), l'accelerazione  $\ddot{x}$  ha un valor massimo più piccolo nel caso della legge cicloidale. Per la sua tendenza a non dar luogo a sensibili vibrazioni, la legge cicloidale può considerarsi la migliore fra le leggi di moto esprimibili matematicamente in forma elementare. Dalla [2.29] si ricava:

$$y'' = c_a \left( \frac{h}{\alpha_s^2} \right) \sin \left( \frac{2\pi \alpha}{\alpha_s} \right) \quad [2.30]$$

e mediante integrazione si ottengono infine gli andamenti di  $y'(\alpha)$  e di  $y(\alpha)$ :

<sup>5</sup> Infatti essendo  $d = \frac{t_s}{2}$ , risulta  $c_v = \frac{t_s}{d} = 2$ .

L'area sottesa dal tratto positivo della sinusoidale vale  $\frac{2}{\pi} \frac{t_s}{2} \dot{y}_{\max}$ . Dovendo questa essere eguale a  $\dot{y} = c_v \frac{h}{t_s}$ , risulta  $\dot{y}_{\max} = 2\pi \frac{h}{t_s^2}$  e quindi  $c_a = 2\pi$ .

$$y' = \frac{h}{\alpha_s} \left( 1 - \cos \frac{2\pi \alpha}{\alpha_s} \right) \quad y = h \left( \frac{\alpha}{\alpha_s} - \frac{1}{2\pi} \sin \frac{2\pi \alpha}{\alpha_s} \right) \quad [2.31]$$

Quando alla fase di salita segue immediatamente la fase di discesa, non è necessario che l'accelerazione alla fine della salita sia nulla. Per evitare discontinuità è sufficiente, e anzi preferibile, che tale accelerazione sia pari a quella corrispondente all'inizio della discesa. Per salita e discesa simmetriche si potrebbe ad esempio utilizzare la legge di movimento *biarmonica* ottenuta sommando due sinusoidi a frequenza diverse. Tale legge può essere espressa nella forma:

$$y = \frac{h}{2} \left[ \left( 1 - \cos \frac{\pi \alpha}{\alpha_s} \right) - \frac{1}{4} \left( 1 - \cos \frac{2\pi \alpha}{\alpha_s} \right) \right] \quad [2.32]$$

e derivando si ottiene:

$$y' = \frac{h}{2} \frac{\pi}{\alpha_s} \left( \sin \frac{\pi \alpha}{\alpha_s} - \frac{1}{2} \sin \frac{2\pi \alpha}{\alpha_s} \right) \quad [2.33]$$

$$y'' = \frac{h}{2} \left( \frac{\pi}{\alpha_s} \right)^2 \left( \cos \frac{\pi \alpha}{\alpha_s} - \cos \frac{2\pi \alpha}{\alpha_s} \right)$$

Tale legge è rappresentata in fig. 2.27 ed è caratterizzata dai valori:

$$c_v = 2 \quad c_{a+} = 5,5 \quad c_{a-} = 9,9$$

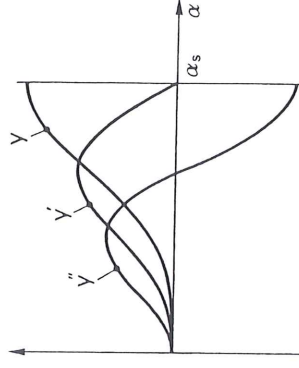


Fig. 2.27. - Legge biarmonica.



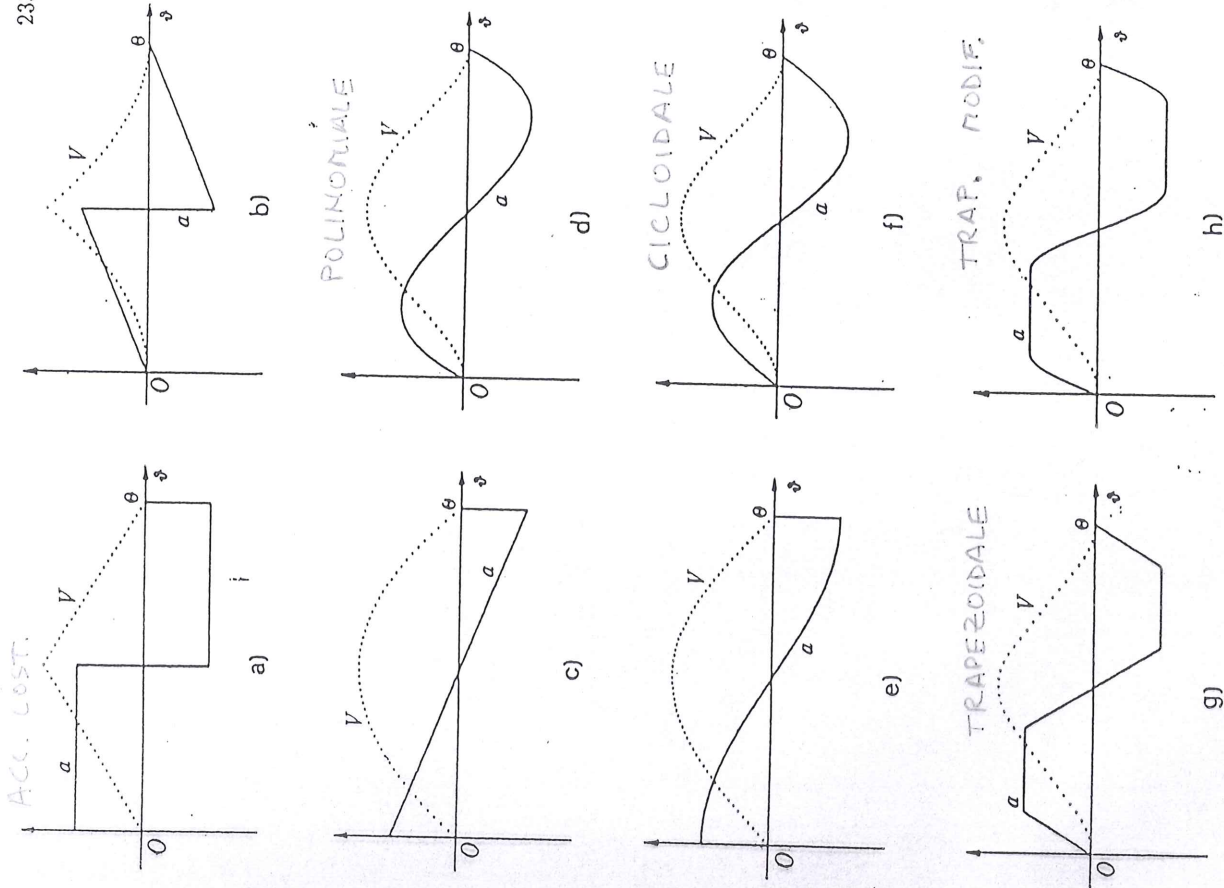


Fig. 175 -- Forme del diagramma delle accelerazioni della punteria normalmente usate nella tecnica: a) ad accelerazione costante; b) lineare decrescente; c) lineare crescente; d) polinomiale; e) cosinusoidale; f) sinusoidale; g) trapezoidale; h) trapezoidale modificata

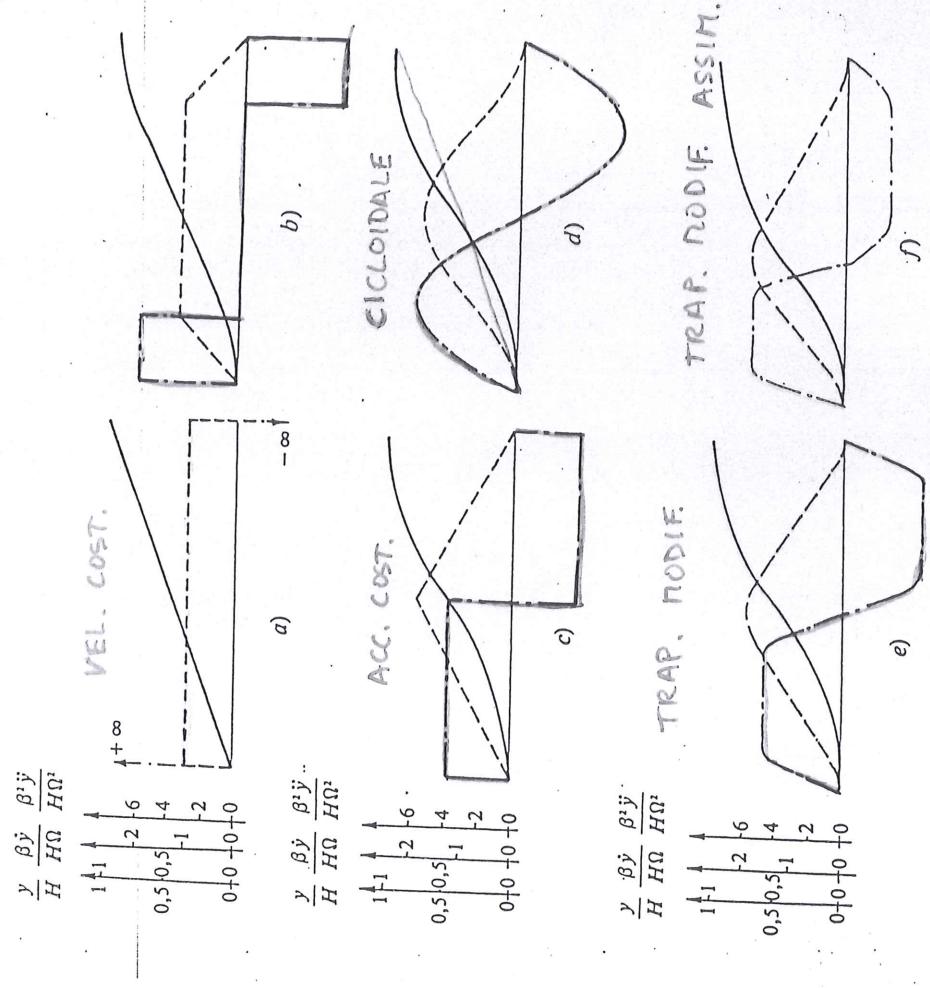
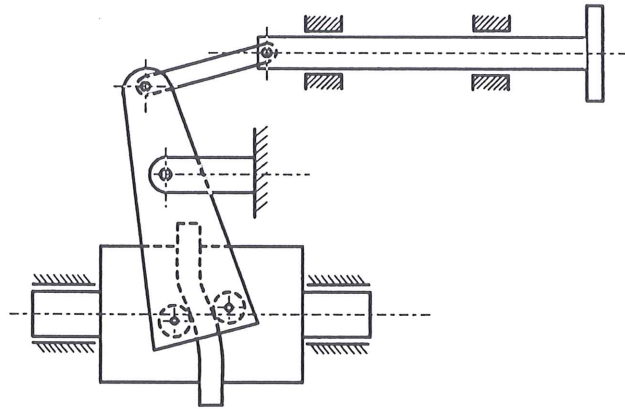


Fig. 7.15 - Spostamento, velocità e accelerazione per alcune leggi di moto di largo impiego.

## ➤ Condizioni di prova

- ❑ Con riferimento alla coppia cinematica camma-rulli, sono state esaminate due condizioni:



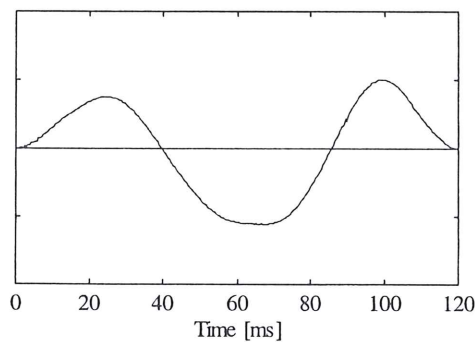
- **Condizioni Normali**

- **Gioco Incrementato**

- è stato introdotto artificialmente un gioco quattro volte superiore a quello in condizioni normali; la condizione è ancora accettabile per il funzionamento in produzione ma richiede ispezioni più frequenti; la condizione simula il malfunzionamento dovuto a usura.

## ➤ Analisi Sperimentale

Legge di moto  
Teorica



Legge di moto  
Sperimentale del cedente

